

СПЕКТР ВИПРОМІНЮВАННЯ В ШЕСТИГРАННІЙ НАНОТРУБЦІ З УРАХУВАННЯМ ЕКСИТОН-ЛО-ФОНОННОЇ ВЗАЄМОДІЇ

У моделі ефективних мас і прямокутних потенціалів для електрона (дірки) і моделі діелектричного континууму для фононів запропонована теорія екситон-фононової взаємодії у складній шестигранній нанотрубці, експериментально реалізованій у масиві шестигранних квантових трубок на основі InP, InAs.

The theory of exciton-phonon interaction is developed within the effective mass approximation for electron and hole and dielectric continuum model for phonons in complicated hexagonal nanotube, experimentally grown in the array of quantum tubes InP/InAs.

Вступ

Екситонні спектри в напівпровідникових квантових точках і квантових плівках вивчаються вже тривалий час, тому результати теоретичних праць з достатньо обґрунтованими моделями непогано узгоджуються з експериментальними даними [1-4].

Інтенсивний розвиток нанотехнологій дав можливість експериментально створювати нові наносистеми з чіткими геометричними формами. Зокрема, в серії праць [5; 6] автори отримали масиви шестигранних нанодротин і нанотрубок і дослідили спектри випромінювання в таких системах. На основі простої моделі в [6] ідентифіковано низькоенергетичний пік з основним екситонним станом, але інші особливості спектра не знайшли теоретичного пояснення.

Наскільки нам відомо, послідовної теорії екситонів у напівпровідникових кількешарових шестигранних нанотрубках поки що немає. Тим більше не враховано взаємодію екситону з фононами наносистеми. Особливість послідовної теорії екситонного спектра в такій системі, очевидно, полягає в необхідності поєднання аксіальної симетрії шестигранної форми нанотрубки зі сферичною симетрією потенціалу взаємодії електрона й дірки в цій наносистемі. Отже, метою цієї роботи є побудова одного з можливих теоретичних підходів до реалізації задачі про екситонний спектр у складних шестигранних нанотрубках на основі моделі ефективних мас і прямокутних потенціалів з використанням варіаційного методу Бете та з урахуванням обмежених поляризаційних фононів.

Розвинена тут теорія дозволяє ідентифікувати положення обох експериментально виявлених піків у шкалі енергій, а також пояснює співвідношення їх інтенсивностей і дає можливість вивчити еволюцію спектральних параметрів екситону зі зміною товщини шестигранної нанотрубки.

Теорія екситон-фононової взаємодії у шестигранній квантовій нанотрубці

Гамільтоніан екситон-фононової системи має вигляд

$$\hat{H} = \hat{H}_{ex} + \hat{H}_{ph} + \hat{H}_{e-ph} + \hat{H}_{h-ph}. \quad (1)$$

Тут

$$\hat{H}_{ex} = \hat{H}_e + \hat{H}_h + U(r_e, r_h) \quad (2)$$

– екситонний гамільтоніан, в якому

$$\hat{H}_{e,h} = -\frac{\hbar^2}{2} \left(\bar{\nabla}_{\rho,\varphi} \frac{1}{\mu(\rho,\varphi)} \bar{\nabla}_{\rho,\varphi} + \frac{1}{\mu(\rho,\varphi)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + U(\rho,\varphi) \quad (3)$$

– гамільтоніан електрона (e) чи дірки (h) у нанотрубці,

$$U(|\vec{r}_e - \vec{r}_h|) = -\frac{e^2}{\varepsilon(\vec{r}_e, \vec{r}_h) |\vec{r}_e - \vec{r}_h|} \quad (4)$$

– потенціальна енергія електрон-діркової взаємодії,

$$\hat{H}_{ph} = \hat{H}_{LO} = \sum_{i=0}^2 \sum_{mqs_i} \Omega_{Li} \left(\hat{b}_{mqs_i}^+ \hat{b}_{mqs_i} + 1/2 \right) \quad (5)$$

– гамільтоніан невзаємодіючих обмежених фононів [7],

\hat{H}_{e-ph} і \hat{H}_{h-ph} – гамільтоніани взаємодії екситонного електрона й дірки з обмеженими фононами наносистеми, явний вигляд яких буде подано

далі вже в зображенні вторинного квантування за всіма змінними системи.

Щоб знайти енергетичний спектр екситону без урахування взаємодії з фононами, шестигранна нанотрубка апроксимується циліндричною так, як зображено на рис. 1. При цьому радіус внутрішнього кола ρ_0 відіграє роль варіаційного параметра. Різниця точного й апроксимуючого гамільтоніанів розглядається як збурення. У результаті мінімізації за ρ_0 функціонала з екситонним гамільтоніаном отримується спектр енергій

$$E_{n_{\rho}^e n_z^e m^e}^{n_{\rho}^h n_z^h m^h} = E_{g1} + \mathcal{E}_{n_{\rho}^e n_z^e m^e}^{n_{\rho}^h n_z^h m^h} + \delta E_{n_{\rho}^e n_z^e m^e}^{n_{\rho}^h n_z^h m^h}. \quad (6)$$

Тут E_{g1} – ширина забороненої зони матеріалу нанотрубки,

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{n_{\rho}^e n_z^e m^e}^{n_{\rho}^h n_z^h m^h} &= \mathcal{E}_{n_{\rho}^e n_z^e m^e}^{n_{\rho}^h n_z^h m^h}(\bar{\rho}) = \\ &= \min \left\{ E_{n_{\rho}^e n_z^e m^e}(\rho_0) + E_{n_{\rho}^h n_z^h m^h}(\rho_0) \right\}_{\rho_0 = \bar{\rho}} \end{aligned} \quad (7)$$

– енергетичні рівні невзаємодіючих між собою електрона й дірки, знайдені як функції варіаційного параметра ρ_0 ,

$$\begin{aligned} E_{n_{\rho}^e n_z^e m^e, h}^{n_{\rho}^h n_z^h m^e, h}(\rho_0) &= E_{n_{\rho}^e n_z^e m^e, h}^{(0)}(\rho_0) + \\ &+ \Delta E_{n_{\rho}^e n_z^e m^e, h}^{n_{\rho}^h n_z^h m^e, h}(\rho_0) \end{aligned} \quad (8)$$

на хвильових функціях

$$\Psi_{(I,II) n_z m}^{(0)}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi L}} R_{n_z m}^{(I,II)}(\rho) f_{n_z}(z) e^{im\phi}, \quad (9)$$

для яких аналітичний вигляд радіальних функцій $R_{mn_z}^{(I,II)}(\rho)$ залежить від величини енергії E . У випадках I, коли $0 \leq E \leq U_0$, і II, коли $U_0 \leq E \leq U_2$,

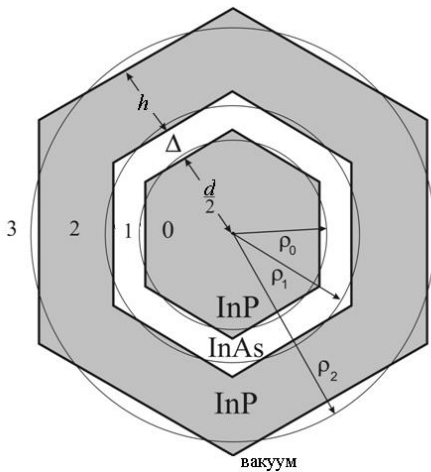


Рис. 1. Поперечний переріз наносистеми

$$R_{n_z m}^{(I,II)}(\rho) = \begin{cases} \sum_{i=\pm} A_{n_z m}^{(0)i} H_m^i(\sqrt{ik_m^{(0)2}} \rho), & 0 \leq \rho \leq \rho_0, \\ A_{n_z m}^{(0)\pm} J_m(k_m^{(0)} \rho) + B_{n_z m}^{(0)\pm} N_m(k_m^{(0)} \rho), & \rho_0 \leq \rho \leq \rho_1, \\ \sum_{i=\pm} A_{n_z m}^{(2)i} H_m^i(\sqrt{ik_m^{(2)2}} \rho), & \rho_1 \leq \rho \leq \rho_2, \\ B_{n_z m}^{(3)\pm} K_m(k_m^{(3)} \rho), & \rho_2 \leq \rho < \infty, \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} k_m^{(0)} &= k_m^{(2)} = \sqrt{2\mu_0(U_0 - E)/\hbar^2 + \pi^2 n_z^2 / L^2}, \\ k_m^{(1)} &= \sqrt{2\mu_1 E / \hbar^2 - \pi^2 n_z^2 / L^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$k_m^{(3)} = \sqrt{2m_0(U_2 - E)/\hbar^2 + \pi^2 n_z^2 / L^2},$$

J_m, N_m, K_m – функції Бесселя, H_m^+, H_m^- – функції Ханкеля.

Хвильові функції поздовжнього руху квазі-частинки (e, h) мають вигляд

$$f_{n_z^{e,h}}(z) = \begin{cases} \cos\left(\frac{\pi n_z^{e,h}}{L} z\right), & n_z = 1, 3, 5, \dots \\ \sin\left(\frac{\pi n_z^{e,h}}{L} z\right), & n_z = 2, 4, 6, \dots \end{cases} \quad (12)$$

Умови неперервності хвильових функцій і потоків густин імовірностей на всіх трьох межах наносистеми ($\rho = \rho_0, \rho_1, \rho_2$) разом з умовою нормування визначають усі коефіцієнти $A_{n_z m}^{(i)\pm}, B_{n_z m}^{(i)\pm}$ ($i = \overline{1,3}$), а отже, однозначно отримуються аналітичні вирази хвильових функцій $\Psi_{(I,II) n_{\rho} n_z m}^{(0)}(\rho_0, \vec{r})$ та дисперсійні рівняння (через громіздкість їх явний вигляд не наводиться), з яких і визначаються енергії для e і h у різних станах.

Тепер хвильові функції екситону, отримані з умови мінімізації функціонала при $\rho_0 = \bar{\rho}$, мають вигляд:

$$\begin{aligned} \Psi_{n_{\rho}^e n_z^e m^e}^{n_{\rho}^h n_z^h m^h}(\bar{\rho}, \vec{r}_e, \vec{r}_h) &= \Psi_{n_{\rho}^e n_z^e m^e}(\bar{\rho}, \rho_e, z_e, \phi_e) \times \\ &\times \Psi_{n_{\rho}^h n_z^h m^h}(\bar{\rho}, \rho_h, z_h, \phi_h), \end{aligned} \quad (13)$$

а отже, енергія електрон-діркової взаємодії буде

$$\begin{aligned} \delta E_{n_{\rho}^e n_z^e m^e}^{n_{\rho}^h n_z^h m^h} &= -\frac{8\pi e^2}{\varepsilon} \int_0^{\infty} dq \int_0^1 dx \left(\frac{\sin(Lqx/2)}{Lqx/2} \right)^2 \times \\ &\times \frac{n_z^{e2} n_z^{h2} L_{n_{\rho}^e n_z^e m^e}(q, x, \bar{\rho}) L_{n_{\rho}^h n_z^h m^h}(q, x, \bar{\rho})}{\left[(2\pi n_z^e)^2 - (Lqx)^2 \right] \left[(2\pi n_z^h)^2 - (Lqx)^2 \right]}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\text{де } L_{n_{\rho} n_z m_i}^i(q, x, \bar{\rho}) = \int_0^{\infty} \left| R_{n_{\rho} n_z m_i}^i(\bar{\rho}, \rho_i) \right|^2 \times (15)$$

$$\times J_0(q\sqrt{1-x^2} \rho_i) \rho_i d\rho_i, \quad (i = e, h).$$

Тепер "чистий" екситонний спектр і хвильові функції визначені в усіх станах, що дозволяє отримати оцінку інтенсивностей оптичних квантових переходів у досліджуваному масиві нанотрубок за відомою [8] формулою:

$$I_{n_{\rho} n_z m_i}^{n_{\rho} n_z m_i} \sim \left| \int \Psi_{n_{\rho} n_z m_i}^e(\bar{\rho}, \rho, z, \varphi) \times \right. (16)$$

$$\left. \times \Psi_{n_{\rho} n_z m_i}^h(\bar{\rho}, \rho, z, \varphi) \rho d\rho dz d\varphi \right|^2.$$

Здійснивши в системі хвильових функцій (9) перехід до зображення чисел заповнення в гамільтоніані *e*- і *h-LO*-фононої взаємодії, отримуємо:

$$\hat{H}_{e-L} = \sum_{i=0}^2 \sum_{\substack{s_i, q, m \\ m_1, n_{\rho_1}, n_{z_1} \\ n_{\rho_1}, m_2, n_{z_2}}} F_{n_{\rho_1} n_{z_1} m_1}^{n_{\rho_2} n_{z_2} m_2}(s_i q m) \hat{a}_{n_{\rho_1} n_{z_1} m_1}^+ \times (17)$$

$$\times \hat{a}_{n_{\rho_2} n_{z_2} m_2} (\hat{b}_{mq s_i} + \hat{b}_{m-q s_i}^+),$$

де функції електрон-фононого зв'язку мають вигляд

$$F_{n_{\rho_1} n_{z_1} m_1}^{n_{\rho_2} n_{z_2} m_2}(s_i q m) = \sqrt{\frac{2e^2 \Omega_{Li}}{L} \left(\frac{1}{\epsilon_{\infty i}} - \frac{1}{\epsilon_{0i}} \right)} \times (18)$$

$$\times \int_{-L/2}^{L/2} e^{iqz} f_{n_{z_1}}^*(z) f_{n_{z_1}}(z) dz C_{mi} \delta_{m_1, m_2 + m} \times$$

$$\times \int_{\rho_{i-1}}^{\rho_i} \rho R_{n_{\rho_1} n_{z_1} m_1}^*(\rho) R_{n_{\rho_2} n_{z_2} m_2}(\rho) \times$$

$$\times [N_m(k_{s_i} \rho_i) J_m(k_{s_i} \rho) - J_m(k_{s_i} \rho_i) N_m(k_{s_i} \rho)] d\rho, (19)$$

$$C_{m0} = \left(\rho_0 \sqrt{q^2 + k_{s0}^2} N_m(k_{s0} \rho_0) J_{m+1}(k_{s0} \rho_0) \right),$$

$$C_{mi} = \frac{\pi k_{s_i}}{2} \frac{|N_m(k_{s_i} \rho_{i-1})|}{\sqrt{q^2 + k_{s_i}^2} \sqrt{|N_m^2(k_{s_i} \rho_{i-1}) - N^2(k_{s_i} \rho_i)|}}. (20)$$

Розрахунок перенормованого взаємодією з *LO*-фононами спектра екситону виконувався методом функцій Гріна в однофононному наближенні масового оператора. Подальший розрахунок екситонного спектра та інтенсивностей квантових переходів виконувався для наносистеми InP/InAs/InP числовими методами.

Аналіз та обговорення результатів

Щоб вивчити еволюцію екситонного спектра залежно від геометричних розмірів експеримен-

тально реалізованого у праці [6] масиву нанотрубок InP/InAs/InP, розраховані всі складники екситонної енергії. Фізичні параметри наносистеми (потенціальні енергії, ефективні маси квазічастинок, діелектричні проникності) взяті такі ж, як у цитованій праці.

Результати розрахунку такі. На рис. 2 наведено залежності від товщини Δ нанотрубки InAs енергій електрона $E_{n_{\rho} 10}^e$ (а), важкої дірки $E_{n_{\rho} 10}^h$ (б),

екситону $E_{n_{\rho} 10}^{e,h}$ (в) та інтенсивностей міжзонних квантових переходів $I_{n_{\rho} 10}^{e,h}$ (г). З рис. 2а,б видно,

що за типових в експерименті товщин нанотрубки $\Delta=1-5$ нм та за фіксованих квантових чисел $m(e,h)=0$, $n_z(e,h)=1$ у найглибшій квантовій ямі (InAs) наносистеми існує п'ять діркових енергетичних рівнів з $n_{\rho}^h=1, 2, 3, 4, 5$, і лише один електронний із квантовим числом $n_{\rho}^e=1$. Енергії всіх цих рівнів зі збільшенням Δ швидко зменшуються, як і повинно бути з фізичних міркувань.

Збуджені енергетичні рівні електрона, як легкої квазічастинки з $n_{\rho}^e \geq 2$, розташовуються вище дна менш глибокої потенціальної ями (InP) (тонована область на рисунку). Природно, що енергетичні рівні електрона в цих станах слабо залежать від товщини Δ глибокої ями InAs і антикросінг непомітний. Оскільки ефективна маса дірки велика, то в цій же області енергій її енергетичні рівні розташовані достатньо щільно, тому (як видно з рис. 2б) в їхніх залежностях від товщини Δ спостерігаються слабо виражені антикросінги, які виникають внаслідок "взаємодії" трьох квантових ям наногетеросистеми.

Зауважимо, що експериментально реалізована наногетеросистема має такі геометричні розміри, при яких абсолютна величина енергії зв'язку екситону виявляється на два порядки меншою ($\delta E \sim 5-10$ меВ), ніж енергії $E_{n_{\rho} n_z m}^{(e,h)}$ електрона чи дірки, тому й залежність енергій екситонних станів у низькоенергетичній частині спектра, в основному, зумовлена особливостями поведінки енергій електрона й дірки (рис. 2в).

Розрахунок зміщень енергетичних рівнів електрона $\Delta_{n_{\rho} n_z m}^e$ і дірки $\Delta_{n_{\rho} n_z m}^h$ через взаємодію з обмеженими фононами показав, що при зміні

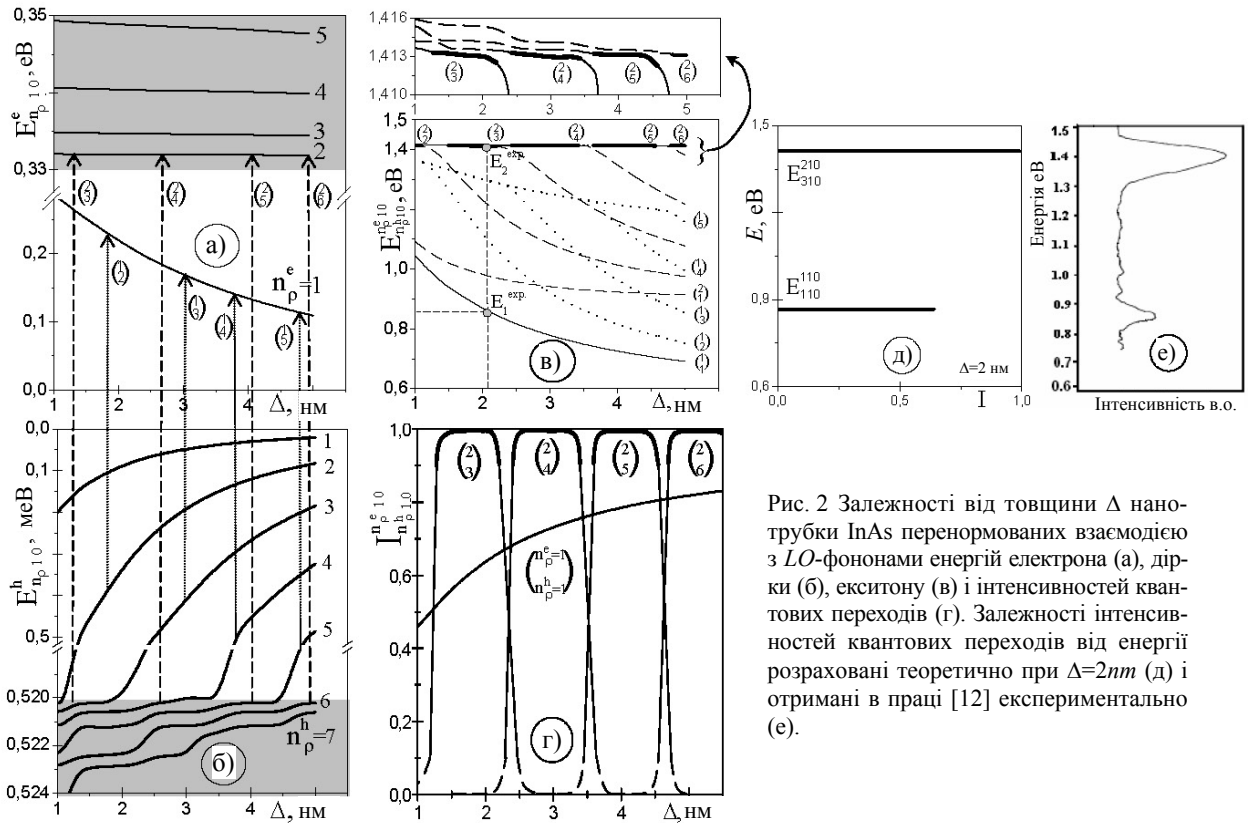


Рис. 2 Залежності від товщини Δ нанотрубки InAs перенормованих взаємодією з LO-фононами енергій електрона (а), дірки (б), екситону (в) і інтенсивностей квантових переходів (г). Залежності інтенсивностей квантових переходів від енергії розраховані теоретично при $\Delta=2nm$ (д) і отримані в праці [12] експериментально (е).

товщини шару-ями в межах 1–5 нм величини цих зміщень практично не змінюються. Виявилося, що ієрархія величин зміщень тих рівнів, які фіксуються під час експерименту, така:

$$\begin{aligned} \Delta_{110}^e &= -3,2 \text{ меВ}, & \Delta_{110}^h &= -7,4 \text{ меВ}, \\ \Delta_{210}^e &= -5 \text{ меВ}, & \Delta_{310}^h &= -14 \text{ меВ}. \end{aligned}$$

Отже, взаємодія з LO-фононами зміщує основний екситонний рівень на величину $\Delta_{110}^{110} = -10,6$ меВ, а збуджений – на величину $\Delta_{310}^{210} = -19$ меВ.

На рис. 2г зображено залежність інтенсивностей $I_{n_p^e, n_p^h}^{n_p^e, n_p^h}$ міжзонних квантових переходів від товщини Δ нанотрубки InAS, розрахованих за формулою (25). На рис. 2в,г для ясності подальшого аналізу енергії $E_{n_p^e, n_p^h}^{n_p^e, n_p^h}$ та інтенсивності

$I_{n_p^e, n_p^h}^{n_p^e, n_p^h}$ як функції товщини Δ в одних і тих же станах $\begin{pmatrix} n_p^e \\ n_p^h \end{pmatrix}$ зображені різними лініями залежно від величини інтенсивності переходу. Якщо: $I \geq 0,9$ – лінія жирна; $0,9 \geq I \geq 0,1$ – тонка; $0,1 \geq I$ – пунктирна або штрихова.

З рис. 2в,г видно, що зі збільшенням товщини Δ енергія основного екситонного стану E_{110}^{110} лише зменшується, а інтенсивність I_{110}^{110} лише зростає. Оскільки при зміні товщини в межах $nm \leq \Delta \leq 5nm$ інтенсивність основного стану значна і змінюється в межах $0,5 \leq I_{110}^{110} \leq 0,8$, то цей стан добре проявляється під час експерименту (рис.2е). Поведінка I_{110}^{110} і E_{110}^{110} зі зміною Δ зрозуміла з фізичних міркувань. Адже збільшення розміру Δ глибшою ями збільшує в ній локалізацію електрона й дірки, внаслідок чого збільшується інтеграл перекриття, а отже, й інтенсивність. Що ж до зменшення енергії основного стану, то це відбувається внаслідок зменшення енергій електрона й дірки та збільшення величини від'ємної енергії їх взаємодії при збільшенні розміру шару Δ .

У межах зміни товщини наноплівки ($1nm \leq \Delta \leq 5nm$), крім основного екситонного рівня $\begin{pmatrix} n_p^e=1 \\ n_p^h=1 \end{pmatrix}$, якому, як уже зазначалося, відповідає квантовий перехід значної інтенсивності. На рис. 2в наведено ще дві серії екситонних енергетичних рівнів: $\begin{pmatrix} n_p^e=1 \\ n_p^h=2,3,4,5,6 \end{pmatrix}$ і $\begin{pmatrix} n_p^e=2 \\ n_p^h=1,2,3,4,5,6 \end{pmatrix}$. Переходи, що

реалізують першу з цих серій, відбуваються між електронними та дірковими станами різної симетрії, тому їх хвильові функції слабо перекриваються, а отже, інтенсивності такі малі $I_{n_p^e=1, n_p^h=2,3,4,5,6} \leq 10^{-3}$, що в масштабі рис.2г вони непомітні. Переходи, що реалізують серію рівнів $\left(\begin{matrix} n_p^e=2 \\ n_p^h=1,2,3,4,5,6 \end{matrix} \right)$, більш різноманітні, оскільки в інтервалі товщин $nm \leq \Delta \leq 5nm$ електронний рівень з $n_p^e = 2$ постійно знаходиться вище від дна мілкої ями, а діркові рівні з квантовими числами $n_p^h = 1,2,3,4,5,6$ зі зменшенням товщини ями Δ "витискаються" з глибокої ями в мілку. Внаслідок цього при зменшенні величини Δ , поки обидва рівні електрона й дірки знаходяться у своїх найглибших ямах, симетрія відповідних їм хвильових функцій така, що вони слабо перекриваються, і тому інтенсивності цих переходів малі ($I \sim 10^{-3} - 10^{-4}$). Тоді на певних ділянках кривих $E_{n_p}^h$ симетрія відповідних їм діркових хвильових функцій стає близькою до симетрії хвильових функцій електрона в стані з $n_p^e = 2$. Це приводить до значного перекриття хвильових функцій обох квазічастинок, а отже, і до великої інтенсивності переходу. Цим, зокрема, пояснюється інтенсивний високоенергетичний пік, отриманий експериментально (рис. 2е). Його максимуму при $\Delta = 2$ нм відповідає енергетичний рівень E_{310}^{210} (рис. 2в,г,д).

Зауважимо, якщо послідовно збільшувати товщину трубки Δ від 1 нм до 5 нм, нарощуючи її по одному моношару, то при певній кількості моношарів товщина трубки стає такою (у цій системі $\Delta \approx 6a_{\text{InP}} \approx 3,6$ нм), при якій $I_{n_p^h}^2 \approx I_{n_p^h+1}^2 \approx 0,5$ (рис. 2). Тоді високоенергетичний пік формується вже не одним станом з $l \sim 1$, а двома станами $|410\rangle, |510\rangle$ з близькими за величинами енергіями $E_{410}^{210} \sim 1,4127$ еВ $E_{510}^{210} \sim 1,4132$ еВ й інтенсивностями $\sim 0,5$. Оскільки піки випромінювання масивами квантових трубок сильно розмиті через взаємодію екситонів із дисипативними підсистемами та через розкид розмірів квантових трубок, то можна очікувати, що інтенсивність високого енергетичного піка зі зміною товщини Δ буде змінюватися слабо.

Висновки

Експериментально отриманий спектр випромінювання в шестигранній нанотрубці InP/InAs/InP формується основним чином квантовими переходами між основними станами e і h у своїх глибоких ямах (E_{110}^{110}) та між збудженими станами цих квазічастинок (E_{310}^{210}).

Енергія взаємодії електрона й дірки, як і взаємодія екситону з ЛО-фононами наносистеми, зміщує пік електромагнітного випромінювання системи в область більших довжин хвиль. Сумарні величини таких зміщень не перевищують двох десятків меВ.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Muljarov E.A., Zhukov E.A., Dneprovskii V.S., Masumoto Y.* Dielectrically enhanced excitons in semiconductor-insulator quantum wires: Theory and experiment // *Phys.Rev. B.* – 2000. – **62.** – P. 7420-7432.
2. *Slachmuylders A.F., Partoens B., Magnus W., Peeters F.M.* Exciton states in cylindrical nanowires // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2006. – **18.** – P. 3951-3966.
3. *Tkach M., Holovatsky V., Voitsekhivska O., Mykhalyyova M., Fartushynsky R.* Electron-phonon interaction in semiconductor spherical quantum dot embedded into semiconductor medium (HgS/CdS) // *Phys. Stat. Sol.* – 2001. – **225.** – P. 331-342.
4. *Ткач Н.В., Головацкий В.А.* Квазистационарные состояния электронов и дырок в открытой сложной цилиндрической квантовой проволоке // *ФТТ.* – 2001. – **43.** – С. 350-356.
5. *Mohan P., Motohisa J., Fukui T.* Realization of conductive InAs nanotubes based on lattice-mismatched InP/InAs core-shell nanowires // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – **88.** – P.013111-013113.
6. *Mohan P., Motohisa J., Fukui T.* Fabrication of InP/InAs/InP core-multishell heterostructure nanowires by selective area metalorganic vapor phase epitaxy // *Appl. Phys.Lett.* – 2006. – **88.** –P.133105-133107.
7. *Ткач М.В.* Квазічастинки у наногетеросистемах. Квантові точки та дроти. – Чернівці.: Рута, 2003.
8. *Davies John H.* The physics of low-dimensional semiconductors: an introduction. – New York: Cambridge University Press, 1998.